

К ВОПРОСУ ОБ ОЦЕНКЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ГАММА-ИЗОБРАЖЕНИЯ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ РЕЛЬЕФ МИШЕНЬЮ РЕНТГЕНВИДИКОНА

А. П. ШПАГИН

(Представлена объединенным семинаром секторов контроля
лесоматериалов и РСД НИИ ЭИ)

Рентгенвидиконы — передающие телевизионные трубки, чувствительные к рентгеновским и гамма-лучам, нашли широкое применение в промышленности при дефектоскопии мелких изделий. Несмотря на это, рентгенвидиконы исследованы очень слабо. Не получены формулы, связывающие чувствительность рентгенвидиконов с энергией применяемого излучения и параметрами полупроводникового слоя, а поэтому трудно судить о том, насколько далека достигнутая в настоящее время чувствительность от предельно возможной, т. е. каковы перспективы дальнейшего увеличения чувствительности. Для разработки оптимальных интроскопов с рентгенвидиконами и дальнейшего совершенствования самих рентгеновидиконов необходимо иметь математическую модель рентгенвидиконного интроскопа.

Для получения математической модели интроскопа нужно разделить канал передачи информации в интроскопе на последовательные самостоятельные этапы и произвести отдельно анализ каждого этапа. В интроскопе с рентгенвидиконом можно выделить следующие этапы:

- а) преобразование модулированного потока гамма-излучения в распределение поглощенной в мишени энергии;
- б) преобразование распределения поглощенной энергии в потенциальный рельеф на внутренней поверхности мишени;
- в) считывание потенциального рельефа;
- г) усиление видеосигнала;
- д) обработка видеосигнала с целью повышения чувствительности интроскопа к дефектам определенного типа;
- е) воспроизведение изображения.

На каждом этапе преобразования информации в общем случае возможны два вида потерь.

1. Градационные потери, которые обусловлены уменьшением отношения сигнал/шум.

2. Частотно-контрастные потери, проявляющиеся в уменьшении четкости изображения и уменьшении контраста мелких дефектов. Они обусловлены уменьшением коэффициента передачи для верхних пространственных частот.

Для оценки потерь информации на этапе преобразования модулированного потока излучения в распределение поглощенной в мишени энергии достаточно определить следующие три характеристики рентгенвидикона являющиеся функциями энергии падающих квантов:

а) среднюю энергию $\Pi(E)$, поглощаемую в полупроводниковом слое мишени, при нормальном падении на поверхность мишени одного кванта с энергией E ;

б) дисперсию этой энергии $\Pi_{\Delta}(E)$;

в) усредненное распределение поглощенной энергии в мишени, нормированное на один квант излучения.

Две первые характеристики позволяют определить отношение сигнал/шум после первого этапа, а третья позволяет рассчитать частотно-контрастную характеристику после первого этапа.

Физический смысл и значение функций $\Pi(E)$ и $\Pi_{\Delta}(E)$ можно пояснить следующим конкретным примером. Предположим, просвечивается изделие моноэнергетическим пучком гамма-квантов с энергией E , причем в среднем за время кадра на некоторый участок планшайбы рентгеновидикона, равный по площади элементу разложения и расположенный напротив целого (бездефектного) участка изделия, падает N_{Φ} квантов, а на равный ему участок, расположенный напротив дефектного участка, падает $N_{\Phi} + N_s$ квантов. Для упрощения рассуждений предположим, что рассеянное излучение отсутствует (например, просвечивается изделие небольшой толщины из материала с высоким сечением фотоэффекта). Тогда энергия сигнала и дисперсия энергии фона на выходе идеализированного интроскопа, у которого отношение сигнал/шум полностью определяется статистическими шумами поглощенных квантов, и коэффициент передачи всех последующих этапов преобразования сигнала в интроскопе равен единице, определяются формулами:

$$W_s = N_s \Pi(E), \quad (1)$$

$$\Delta^2 W_{\Phi} = N_{\Phi} \Pi_{\Delta}(E), \quad (2)$$

а отношение сигнал/шум на выходе интроскопа

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{N_s \Pi(E)}{\sqrt{N_{\Phi} \Pi_{\Delta}(E)}} = \frac{\Psi_{\text{вх}} \Pi(E)}{\sqrt{\Pi_{\Delta}(E)}}, \quad (3)$$

где $\Psi_{\text{вх}}$ — отношение сигнал/шум на входе интроскопа.

Если выполняются условия

$$\mu x < 1, \quad (4)$$

$$r_0 < x, \quad (5)$$

где x — толщина полупроводникового слоя (мишени), где μ — линейный коэффициент ослабления излучения в материале мишени, r_0 — экстраполированный пробег электронов в материале мишени (глубина проникновения), то функции $\Pi(E)$ и $\Pi_{\Delta}(E)$ можно вычислить с достаточной для практического применения точностью по формулам, полученным с учетом только первого столкновения, и в предположении, что вся передаваемая электронам энергия расходуется ими на ионизацию непосредственно в точке столкновения [1].

$$\Pi(E) = \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu x}) (\tau E + \sigma E_s) e^{-\mu_c h}, \quad (7)$$

$$\Pi_{\Delta}(E) = \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu x}) (\tau E^2 + \sigma f_e) e^{-\mu_c h}, \quad (8)$$

где h и μ_c — толщина и коэффициент линейного поглощения стеклянной планшайбы рентгеновидикона (экспоненциальный множитель после второй скобки в формулах (6) и (7) учитывает ослабление интенсивности излучения стеклянной планшайбой), τ и σ — линейные коэффициенты

фотоэффекта и комптоновского рассеяния для материала мишени, E_0 и f_e — энергия, передаваемая электрону отдачи в среднем за один акт комптоновского рассеяния и дисперсия этой энергии, соответственно [1] (τ , σ , E_0 , f_e , μ и μ_c — функции энергии, эта функциональная зависимость не отражена в приведенных выше формулах для простоты написания).

У реальных рентгеновских мишеней чаще всего мишени бывают из селена, причем, толщина мишени изменяется от 0,1 мм до 0,5 мм. При такой толщине мишени условие (4) выполняется при энергии квантов, большей (50 ÷ 70) кэВ, однако поскольку при энергиях, меньших 70 кэВ, коэффициент взаимодействия излучения с материалом мишени полностью определяется фотоэффектом, то расчет по формулам (6) и (7) дает точный результат в этом диапазоне энергий даже при $\mu x > 1$, т. е. условие (4) не ограничивает области применения формул (6) и (7). Условие (5) ограничивает диапазон применимости формул (6) и (7) сверху. Используя имеющиеся в литературе [2, 3] сведения о зависимости между энергией электронов и их экстраполированным пробегом, можно установить, что условие (2) выполняется при толщине слоя селена (0,2—0,5) мм для энергий электронов, меньших 200 ÷ 300 кэВ.

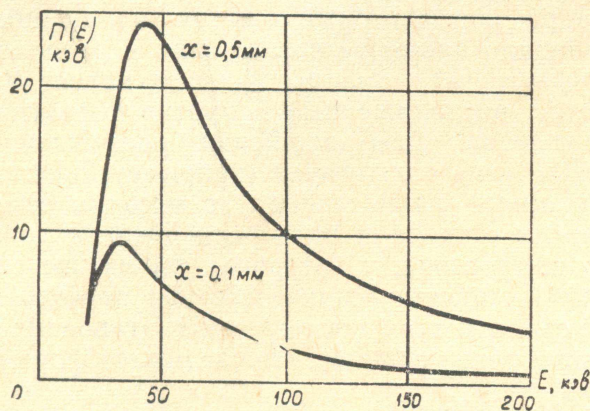


Рис. 1. Зависимости нормированной на один падающий квант средней поглощенной в мишени энергии от энергии кванта

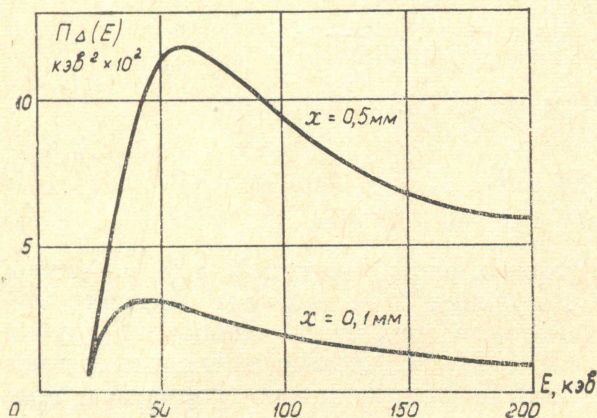


Рис. 2. Зависимости дисперсии поглощенной в мишени энергии, нормированной на один падающий квант, от энергии кванта

На рис. 1 и 2 приведены вычисленные по формулам (6) и (7) функции $\Pi(E)$ и $\Pi_{\Delta}(E)$ для рентгеновского трубки с торцевым стеклом толщиной $h=2$ мм, состоящим из 34% кремния, 7,2% кальция, 10,8% натрия и 48% кислорода, мишень которого состоит из селена плотностью $4,8 \text{ г/см}^3$ и имеет толщину 0,1 и 0,5 мм. Влияние сигнальной пластины при расчете не учитывалось, потому что предполагалось, что

в качестве сигнальной пластины используется тонкий слой алюминия, а коэффициенты ослабления излучения в алюминии и стекле примерно одинаковы. Если же в качестве сигнальной пластины применяется слой хлорного олова, то необходимо дополнительно учитывать ослабление излучения сигнальной пластиной. На рис. 3 приведены зависимости от энергии отношения $\Pi(E)/\Pi_{\Delta}(E)$ для двух толщин мишени. Они позволяют судить о степени изменения отношения сигнал/шум за счет того,

что в мишени поглощается только некоторая часть всего излучения, падающего на торцевую планшайбу рентгеновидикона.

Функции $\Pi(E)$ и $\Pi_{\Delta}(E)$, которые в основном характеризуют лишь первый этап преобразования информации в рентгеновидиконе, позволяют судить о некоторых характеристиках всего рентгеновидикона и даже интроскопа с рентгеновидикомом. В частности, они дают возможность рассчитывать предельное значение отношения сигнал/шум в интроскопе, которое при заданной интенсивности источника излучения может быть достигнуто за счет увеличения эффективности накопления и считывания потенциально-

го рельефа и улучшения способа усиления видеосигнала. Способ расчета для случая сплошного спектра рассмотрен в [1]. Функция $\Pi(E)$, кроме того, определяет спектральную чувствительность рентгеновидикона. Действительно, поскольку процессы накопления потенциального рельефа и его считывание протекают одинаково при всех энергиях излучения, то причиной неравномерности спектральной чувствительности рентгеновидикона могут быть либо нелинейная зависимость квантового выхода мишени от

энергии квантов, либо неравномерность поглощающей способности мишени по диапазону энергии. Эксперименты, проведенные для германия, кремния и некоторых других полупроводников, показывают, что квантовый выход изменяется в указанных полупроводниках линейно с изменением энергии [4]. Если линейная зависимость квантового выхода от энергии наблюдается и для селена, то функция спектральной чувствительности рентгеновидикона определяется отношением поглощенной в мишени энергии излучения к энергии, падающей на торцевое стекло. Так как функция $\Pi(E)$ нормирована на один падающий квант, то функция спектральной чувствительности будет подобна отношению $\Pi(E)/E$.

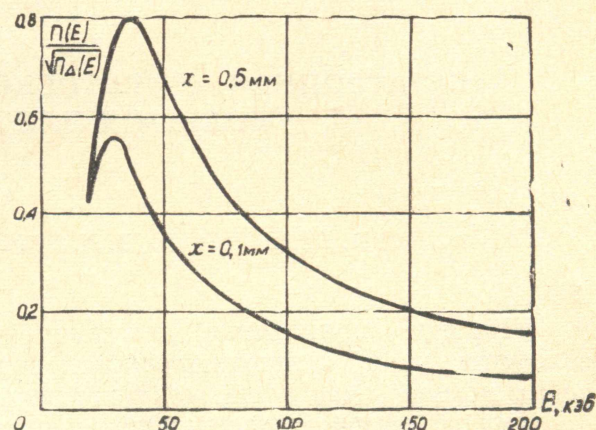


Рис. 3. Изменение отношения сигнал/шум из-за того, что в мишени поглощается только часть падающего на торцевое стекло излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Шпагин. Разработка и исследование телевизионного радиационного интроскопа. Кандидатская диссертация, Томск, 1967.
2. А. А. Воробьев, Б. А. Кононов. Прохождение электронов через вещество, Томск, из-во ТГУ, 1966.
3. L. V. Spenser. Energy Dissipation Bu Fast Electrons. Nat. Bur. St. (US). 1959.
4. В. С. Вавилов. Действие излучения на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.